

孔径光阑在傅里叶叠层成像系统中的应用探讨

赵洁^{1,2} 王大勇^{1,2} 王云新^{1,2}

(¹ 北京工业大学物理与光电工程学院, 北京 100124;

² 北京工业大学北京市精密测控技术与仪器工程技术研究中心, 北京 100124)

摘要 孔径光阑是应用光学和物理光学中的一个重要知识点, 决定了光学系统分辨率、成像亮度等性能。本文针对当前计算成像前沿的傅里叶叠层高分辨率成像系统, 探讨了孔径光阑在显微系统以及远距离系统中的应用。首先, 基于单薄透镜成像模型, 给出了光瞳函数对应的物方和像方相干传递函数; 其次, 分析了在两类傅里叶叠层成像系统中孔径光阑的实际设置; 最后, 通过数值仿真和光学实验, 验证了分别从物方和像方数据出发进行高分辨率图像重建的等效性。上述探讨加深了对孔径光阑概念及其在实际成像系统中应用的理解。

关键词 孔径光阑; 傅里叶叠层成像; 传递函数; 相干成像; 数值孔径

DISCUSSION ON THE APPLICATION OF THE APERTURE IN FOURIER PTYCHOGRAPHY

ZHAO Jie^{1,2} WANG Dayong^{1,2} WANG Yunxin^{1,2}

(¹ School of Physics and Optoelectronic Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124;

² Beijing Engineering Research Center of Precision Measurement Technology and Instruments, Beijing University of Technology, Beijing 100124)

Abstract The aperture stop is an important concept in applied optics and physical optics, determining the performance of optical systems such as resolution and imaging brightness. This paper discusses the application of the aperture stop in both microscopic and long-distance systems within the forefront of current computational imaging, specifically in Fourier ptychographic high-resolution imaging systems. Firstly, based on the thin lens imaging model, the coherent transfer functions corresponding to the pupil function in the object and image space are provided. Secondly, the actual settings of the aperture stop in two types of Fourier ptychographic imaging systems are analyzed. Finally, the equivalence of high-resolution image reconstruction from both object and image space data is verified through numerical simulation and optical experiments. The above discussions deepen the understanding of the concept of the aperture stop and its application in practical imaging systems.

Key words aperture stop; Fourier ptychography; transfer function; coherent imaging; numerical aperture

收稿日期: 2024-10-07

基金项目: 北京工业大学“课程思政”示范课程培育项目(光学, KC2021SZ022); 北京工业大学教育教学研究课题(ER2022KCB14)。

通信作者: 王大勇, wdyong@bjut.edu.cn。

引文格式: 赵洁, 王大勇, 王云新. 孔径光阑在傅里叶叠层成像系统中的应用探讨[J]. 物理与工程, 2025, 35(3): 201-207.

Cite this article: ZHAO J, WANG D Y, WANG Y X. Discussion on the application of the aperture in Fourier ptychography[J]. Physics and Engineering, 2025, 35(3): 201-207. (in Chinese)

在实际的光学系统中,每个光学元件都有一定大小,能够进入系统成像的光束总是有一定限度的。不论是限制成像光束的口径,还是限制成像范围的孔或框,都统称为“光阑”。其中,“孔径光阑”是应用光学和物理光学中的一个重要知识点^[1-2],定义为实际限制进入光学系统的成像光束口径的光阑。对于光学成像系统,孔径光阑决定了系统的数值孔径,进而决定了成像分辨率,也影响成像亮度。一般情况下在显微成像系统和望远成像系统中,物镜框就是系统的孔径光阑。下面针对当前计算成像研究中的重要方法之一傅里叶叠层成像系统进行分析,着重讨论孔径光阑在系统中是如何应用的。

傅里叶叠层成像^[3]作为一种新型的计算成像技术,可以突破既有光学成像系统分辨率和视场相互制衡的限制,融合了合成孔径和相位复原方法,具有大视场、高分辨率、定量相位恢复等优点。傅里叶叠层成像是采用相干光照明,核心思想是在保持成像视场不变的前提下,通过对物体的不同倾斜角度照明,使物体的频谱相对于系统孔径发生不同程度的平移,或者直接对物体频谱面进行移动扫描,采集一系列低分辨率的强度图像。其中,成像系统的孔径光阑决定了能够通过系统参与成像的物体的频谱成分,进而影响低分辨率图像的分辨率,而重建过程中还需要孔径光阑对应的光瞳函数再进行坐标变换实现对频谱的截取。再通过迭代相位复原算法融合重建高分辨率的频谱及其复振幅图像。通常的重建算法是由 Gerchberg 和 Saxton 所提出的 GS 算法,随后受叠层成像方法中 ePIE 算法的启发,在 GS 算法的基础上提出了光瞳函数校正算法,即 EPRY-FPM 算法^[4],在迭代重建过程中同时更新物函数和光瞳函数,可以消除物镜像差对重建结果的影响。

目前,傅里叶叠层成像技术在显微成像领域取得了显著的进展和应用,例如:数字病理学搭建了基本医学和临床诊断之间的桥梁,可以实现大视场范围内的数字聚焦成像,还能从再现的相位图像中提取生物组织样品的散射特性用以区分健康细胞和癌变细胞^[5-6];此外,这项技术能够实现高分辨率的三维复折射率成像^[7],可以应用于生物细胞的立体分析。同样,将傅里叶叠层成像技术应用到远距离成像中也是解决单口径透镜衍射受限导致成像分辨率低的方法之一^[8]。

在傅里叶叠层成像中,低分辨率强度图像的记录一般被当作相干成像过程来处理,在该衍射受限成像系统中物体的傅里叶频谱受到频域相干传递函数的截取,然后继续传播进行逆傅里叶变换后产生低分辨率强度图像输出,而相干传递函数的作用范围是由成像系统中孔径光阑的尺寸决定的。一般地,在傅里叶叠层显微成像系统中,相干传递函数的作用范围由显微物镜的数值孔径给出;而远距离傅里叶叠层成像系统中,相干传递函数的作用范围即为实际放置在物体频谱面上光阑的尺寸。从表面上看,上述两个系统中的相干传递函数之间没有关联性,本文以此为出发点分析了其内在机理的一致性,并且针对显微成像系统阐明了物方数值孔径和像方数值孔径的概念,仿真和实验结果对相关讨论进行了验证。

1 傅里叶叠层成像的基本原理及其孔径光阑

1.1 傅里叶叠层成像的记录与高分辨率重建

傅里叶叠层成像中,低分辨率强度图像的记录过程可以简化为衍射受限单薄透镜成像模型进行分析,如图 1 所示。假定单色平行光垂直入射物体,物体后表面的光场复振幅分布表示为 $O(x, y)$,像面光场复振幅分布表示为 $O_i(x_i, y_i)$ 。根据傅里叶光学理论,沿光波传播方向逐面进行衍射传播计算,在傍轴近似下可得到系统的输出光场为^[9]

$$O_i(x_i, y_i) = \iint O_g(\tilde{x}, \tilde{y}) \tilde{h}(x_i - \tilde{x}, y_i - \tilde{y}) d\tilde{x} d\tilde{y} \quad (1)$$

其中有

$$\tilde{x} = -Mx, \quad \tilde{y} = -My, \quad (1.1)$$

$$O_g(x_i, y_i) = \frac{1}{M} O\left(-\frac{x_i}{M}, -\frac{y_i}{M}\right) \quad (1.2)$$

$$\text{和 } \tilde{h}(x_i, y_i) = FT\{P(\xi, \eta)\} \Big|_{f_x = \frac{x_i}{\lambda z_i}, f_y = \frac{y_i}{\lambda z_i}} \quad (1.3)$$

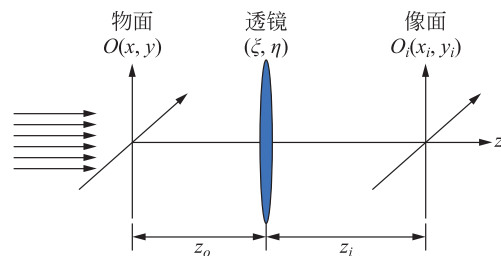


图1 单薄透镜成像示意图

其中, λ 为物方入射光波的波长, z_o, z_i 分别为物距和像距, $O_g(x_i, y_i)$ 是几何光学理想像, M 为放大倍率, $\tilde{h}(x_i, y_i)$ 为脉冲响应, $P(\xi, \eta)$ 为由孔径光阑决定的光瞳函数, 这里即为透镜镜框, $\text{FT}\{\}$ 表示傅里叶变换, 忽略了积分号前的位相因子和常数。需要指出的是, 式(1)中的 $O_i(x_i, y_i)$ 、 $O_g(x_i, y_i)$ 和 $\tilde{h}(x_i, y_i)$ 均为像面上的物理量。

从频域分析成像过程, 则对公式(1)两边作傅里叶变换有

$$G_i(f_x, f_y) = G_g(f_x, f_y) H_c(f_x, f_y) \quad (2)$$

其中, $G_g(f_x, f_y)$ 是 $O_g(x_i, y_i)$ 的频谱, $G_i(f_x, f_y)$ 是 $O_i(x_i, y_i)$ 的频谱, $H_c(f_x, f_y)$ 称为系统的相干传递函数(CTF), 或更准确的说是像方 CTF。 $P(\xi, \eta)$ 与相干传递函数 $H_c(f_x, f_y)$ 有如下关系

$$H_c(f_x, f_y) = P(\lambda z_i f_x, \lambda z_i f_y) = \begin{cases} 1 & f_x^2 + f_y^2 \leq f_c^2 \\ 0 & f_x^2 + f_y^2 > f_c^2 \end{cases} \quad (3)$$

其中, f_c 表示系统的截止频率, 假设光瞳函数为圆域函数, 若孔径光阑直径为 D , 则 $f_c = D/(2\lambda z_i)$ 。式(3)表明, 单透镜成像的过程中经过了两次光学傅里叶变换, 物体的频谱信息在传播过程会被系统的有限孔径所限制。

式(1)也可以通过坐标代换写成如下形式

$$O_i(Mx', My') = \frac{1}{M} \iint G(f_x, f_y) P(\lambda z_o f_x, \lambda z_o f_y) \cdot \exp[-j2\pi(x'f_x + y'f_y)] df_x df_y \quad (4.1)$$

其中

$$G(f_x, f_y) = \iint O(x, y) \exp[-j2\pi(xf_x + yf_y)] dx dy, \quad (4.2)$$

这里表示物体的傅里叶频谱被孔径光阑截取, 此时傅里叶变换的尺度因子为 λz_o 。公式(4.1)的左边是通过 M 给出在物平面的输出, 可认为此时的函数 $P(\lambda z_o f_x, \lambda z_o f_y)$ 对应为物方 CTF。可见, 物方 CTF 和像方 CTF 的截止频率之比为 $z_i/z_o = M$ 。式(1)和式(4)是分别从成像系统的像方和物方出发分析成像过程, 成像过程都可以看作傅里叶频谱的产生、截取和合成三个步骤, 但傅里叶变换的尺度因子有所不同。

傅里叶叠层成像需要记录一系列低分辨率强度图像, 相邻图像对应的子块频谱之间具有一定

的交叠率, 进一步利用该冗余信息并在空间域和频率域之间进行迭代, 重建出高分辨率复振幅图像, 实现高空间带宽积成像。首先, 对垂直照明时获取的低分辨率强度图像进行插值操作, 得到初始猜测的高分辨率复振幅分布, 并作傅里叶变换得到猜测的高分辨率频谱。然后, 对应每一个低分辨率强度图像, 用式(3)计算得到的相干传递函数截取猜测的高分辨率频谱得到对应的子块频谱信息, 变换到空间域后, 使用采集的低分辨率强度图进行替换更新。接着, 把更新后的物体复振幅信息作傅里叶变换到频率域, 并更新高分辨率频谱中对应的子块频谱成分。重复上述过程直至收敛, 再经过逆傅里叶变换, 得到样品的高分辨率复振幅图像。

1.2 傅里叶叠层成像系统中孔径光阑的探讨

1.2.1 傅里叶叠层显微成像

在傅里叶叠层显微成像光路中, 显微物镜和管镜一起构成 $4f$ 成像系统, 其中, 系统中成像光束的口径由显微物镜的边框限制, 物镜框就是孔径光阑。按照上述单薄透镜成像模型分析傅里叶叠层显微成像系统, 如图 2 所示。设单色平面波垂直入射物平面, 此时, 透镜的边框(直径为 D)即为系统的孔径光阑(并与入瞳和出瞳重合)。设在物空间相对于物面轴上点的最大孔径角为 u_o , 折射率为 n_o , 在傍轴近似条件下显微物镜的物方数值孔径可以表示为 $NA_o = n_o \sin u_o \approx n_o D/(2z_o)$ 。物体的频谱面位于透镜的后焦面, 处于像空间, 这是物面光场分布函数经透镜作光学傅里叶变换后的输出, 是实际产生的物理频谱, 后焦面上频谱的范围由物体本身结构决定。考虑透镜边框实际限制可通过的衍射成分, 即进行了频谱截取; 根据公式(4), 物方 CTF 的截止频率可表示为 NA_o/λ_o , 这里 λ_o 为真空中的波长; 对物体的频谱截取, 实质上也是对应于后焦面上频谱的截取, 二者应该是等效的。下面推导出等效于实际物理频谱面上的孔径直径 D' 。

根据透镜衍射变换理论, 同一个衍射角的光

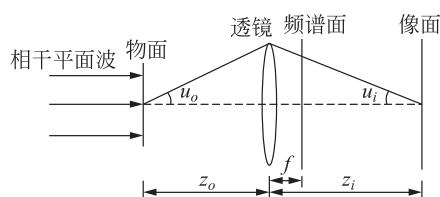


图2 基于单薄透镜成像模型的傅里叶叠层显微成像记录示意图

束代表一个特定空间频率成分,经过透镜以后会聚在后焦面上的一个点,物方 CTF 的截止频率成分对应点的位置直径为

$$D' = 2 \frac{NA_o}{\lambda_o} \lambda_o f \approx n_o \frac{D}{z_o} f \quad (5)$$

其中, f 是透镜的像方焦距。假设物空间和像空间的折射率相同,均在空气中,则 $n_o = n_i = 1$,再利用物像共轭公式得到

$$D' = D \frac{z_i - f}{z_i} \quad (6)$$

可见, D 和 D' 确实满足相似三角形的比例关系。因此可知,使用显微物镜的数值孔径进行频谱截取相当于在物体的实际物理频谱面等比例的放置一个光阑来进行频谱截取。

1.2.2 远距离傅里叶叠层成像

在远距离傅里叶叠层成像中,这里采用通过在物体的频谱面改变孔径位置的方式采集到不同位置的频谱。由波动光学理论可知,当平面波正入射照明物体,其远场夫琅禾费衍射可以等价于物体的光学傅里叶变换,即物面光场经过远距离自由空间衍射传播后所得到的光场分布,就是该物面光场的傅里叶变换,可在此远场平面上利用相机移动采集不同部分的频谱,记录对应的低分辨率强度图像。

考虑原理性实验通常是在室内开展的,物体的自由空间衍射距离有限,不容易满足远场夫琅禾费衍射条件,因此,提出了采用会聚球面波照明物体,从而在有限距离的某个特定平面来获取物体的光学傅里叶变换频谱,如图 3 所示为一种透射式傅里叶叠层成像原理光路。其中,透镜 1 和透镜 2 的焦距分别为 f_1 和 f_2 ,点光源所在平面与透镜 2 所在平面各自相对于透镜 1 的物距 z_1 和像距 z_2 满足物像共轭关系,则透镜 2 平面为物体的频谱面。按照薄透镜近似,假设相机透镜 2 的镜框为孔径光阑,决定了单次曝光可透过子块频谱的物理尺寸;通过相机透镜在平面内不同

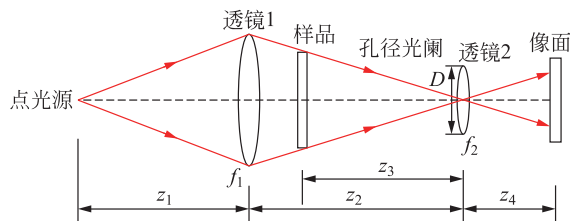


图 3 会聚球面波照明下的远距离傅里叶叠层成像光路示意图

位置的移动扫描,让不同成分的频谱信息通过相机透镜,从而由相机的面阵探测器记录得到一系列低分辨率强度图像。此时,物体平面与面阵探测器平面各自对于透镜 2 的物距 z_3 和像距 z_4 满足物像共轭关系,相邻的子块频谱同样需要具有一定的交叠率。

由上述讨论可知,在傅里叶叠层显微成像系统中不需要寻找物体的实际频谱位置,但等效于在显微物镜后焦面上实际频谱面放置与显微物镜数值孔径相匹配的孔径光阑进行频谱截取,而在远距离傅里叶叠层成像系统中需要寻找到实际的物体频谱面的位置并在此直接放置孔径光阑。从这个角度来看,两个成像系统中孔径光阑的应用是一致的。需要指出的是,在远距离傅里叶叠层成像系统中物体的实际频谱面与孔径光阑重合, $D = D'$,处于物空间和像空间之间的分界面上。

2 实验结果及分析

2.1 孔径光阑在傅里叶叠层成像系统中应用的模拟仿真研究

2.1.1 傅里叶叠层显微成像

设定照明光源中心波长 λ_o 为 625nm,样品平面与 LED 阵列板之间的距离为 58mm,显微物镜的物方数值孔径 $NA_o = 0.1$,成像放大倍数为 4, CCD 像元尺寸为 $4.25\mu\text{m} \times 4.25\mu\text{m}$ 。使用振幅图 (Cameraman) 和相位图 (Airfield) 组合构成一幅高分辨率复振幅图像作为测试样品,如图 4(a) 和 (b) 所示,样品尺寸为 $135.68\mu\text{m} \times 135.68\mu\text{m}$,离散表示的像素数为 512×512 ,采样间隔为 $0.265\mu\text{m}$ 。对该复振幅图像进行傅里叶变换,得到物体的频谱,振幅如图 4(c) 所示。为简化,按一维函数分析,物体频谱图像的采样间隔为

$$\delta f_x = \frac{1}{L_o} = \frac{1}{135.68\mu\text{m}} = 7.37\text{lp/mm} \quad (7)$$

该成像系统物方 CTF 作为圆域函数的直径是 $2NA_o/\lambda_o$,则使用该 CTF 对物体频谱进行截取时圆形直径的像素数 q 为

$$q = \frac{2NA_o}{\lambda_o \delta f_x} = \frac{2 \times 0.1}{625\text{nm} \times 7.37\text{lp/mm}} = 44\text{pixels} \quad (8)$$

这里物方 CTF 显示在 128×128 像素的矩形框中心处,如图 4(d) 所示。对截取的物体频谱按 128×128 像素矩阵,再进行逆傅里叶变换,形成物方的低分

分辨率图像,如图4(e)所示,像元尺寸为 $1.06\mu\text{m}$,视场为 $135.68\mu\text{m}$ 。进而乘以成像放大倍数,得到像方的低分辨率图像,像元尺寸为 $4.25\mu\text{m}$,视场大小为 $542.72\mu\text{m}$ 。然后,使用 9×9 个不同倾斜角的平面波照明样品,对应CTF圆域函数在物体频谱上平移,得到一系列的物方和像方的低分辨率强度图像(均为 128×128 像素)。

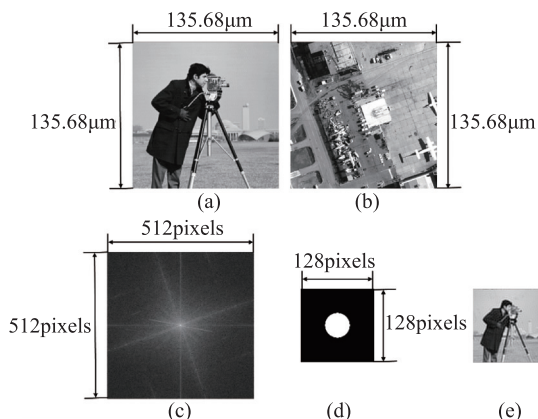


图4 低分辨率强度图像的生成

(a) 高分辨率振幅图像; (b) 高分辨率相位图像; (c) 物体频谱的振幅图; (d) 成像系统的物方CTF圆域函数; (e) 低分辨率强度图像

(1) 从物方低分辨率强度图像出发重建高分辨率图像。首先使用垂直照明样品时得到的低分辨率强度图像,进行4倍插值后的振幅图(512×512),设置初始相位值为全零矩阵,分别如图5(a)和图5(b)所示,作为初始输入猜测的高分辨率图像。将初始输入的复振幅图像进行傅里叶变换后得到物体频谱如图5(c)所示,经过低通滤波,这里的物方CTF大小为 NA_o/λ_o , NA_o 等于显微物镜数值孔径为0.1。仍然使用 128×128 矩阵中的物方CTF圆域函数截取频谱图如图5(d)。对上述得到的频谱图做逆傅里叶变换到空域,使用相应倾斜平面波照明下相机采集的低分辨率强度开根号来更新替换幅值分布,如图5(e)所示,保持目标光场的低分辨率复振幅相位部分不变,再傅里叶变换到频域进行频谱更新。当更新了所有照明角度算完成一次迭代,进行10次迭代后得到的重建结果如图5(f)和图5(g)所示,此时可得重建物体的尺寸为 $135.68\mu\text{m}$ 、像素数为 512×512 。

(2) 以像方低分辨率强度图像为基础进行图像重建。过程与上述以物方图像为基础进行重建的步骤类似,先形成初始输入猜测的高分辨率图像,傅里叶变换后得到物体原始频谱,然后经过低通滤波,这

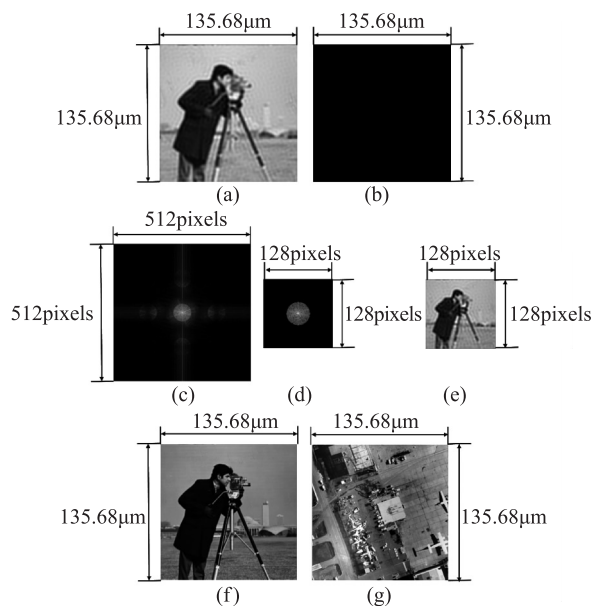


图5 以物方低分辨率强度图像为基础进行高分辨率图像重建 (a) 插值后初始输入的高分辨率振幅图; (b) 初始输入的全零相位图; (c) 初始输入的频谱的振幅图; (d) 物方CTF进行频谱截取图; (e) 图(d)对应的低分辨率振幅图; (f) 复原的高分辨率振幅图; (g) 复原的高分辨率相位图

里的像方CTF大小为 $NA_i/\lambda_o = NA_o/(\lambda_o M)$ 。由像方低分辨率强度图像物理尺寸 $542.72\mu\text{m}$ 决定的频谱图像的采样间隔减小为 1.83lp/mm ,与式(7)中的物方数据相比减小为 $1/4$,而此时像方CTF也减小为 $1/4$,因此计算得到的圆域函数直径也仍占同样的44个像素,使用 128×128 矩阵截取频谱图进行重建迭代。最后得到的重建图像的物理尺寸为 $542.72\mu\text{m}$,再考虑成像放大倍率为4,得到物体的尺寸为 $135.68\mu\text{m}$ 、像素数为 512×512 。

2.1.2 远距离傅里叶叠层成像

与傅里叶叠层显微成像类似,针对远距离傅里叶叠层成像系统进行了模拟仿真研究,包括记录和再现两个过程。照明光源中心波长 λ 为 532nm ,会聚透镜1的焦距为 300mm ,设置相机前透镜2的孔径大小为 $D = 12.5\text{mm}$,焦距为 100mm ,CCD像元尺寸为 $1.67\mu\text{m}\times 1.67\mu\text{m}$ 。为了保证重建质量和降低采集时间,选择相机移动步长为 7.14mm ,频域交叠率计算为 80% ,物体距离相机孔径距离 $z_3 = 2.4\text{m}$,像距 $z_4 = 104.3\text{mm}$,成像放大倍率 M 为 $1/23$,采集 11×11 张低分辨率图像。仍然使用一张振幅图(cameraman)和一张相位图(airfield)从而合成一张高分辨率图像作为测试样品如图6(a)和图6(b),物理尺寸为 $4.92\text{mm}\times 4.92\text{mm}$,分辨率为 512×512 ,像元尺寸为 $9.6\mu\text{m}\times$

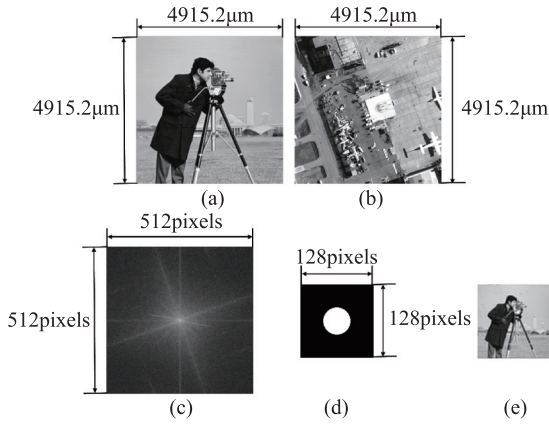


图6 低分辨率强度图像的生成

(a) 高分辨率振幅图像；(b) 高分辨率相位图像；(c) 物体频谱的振幅图；(d) 物方 CTF；(e) 低分辨率强度图像

9.6μm。为简便仅分析一维情况,则物体的傅里叶频谱面的采样间隔为

$$\delta f_x = \frac{1}{L_o} = \frac{1}{4.92\text{mm}} \approx 0.2\text{lp/mm} \quad (9)$$

该成像系统物方 CTF 作为圆域函数的直径是 $D/(\lambda_0 z_3)$,则使用该 CTF 对物体频谱进行截取时圆形直径的像素数 q 为

$$q = \frac{D}{\lambda_0 z_3 \delta f_x} = \frac{12.5\text{mm}}{532\text{nm} \times 2.4\text{m} \times 0.2\text{lp/mm}} = 48\text{pixels} \quad (10)$$

这里物方 CTF 显示在 128×128 像素的矩形框中心处,如图 6(d)所示。对截取的物体频谱按 128×128 像素矩阵,逆傅里叶变换后得到中心频谱所对应的物平面上的低分辨率强度图像如图 6(e),物理尺寸为 $4915.2\mu\text{m} \times 4915.2\mu\text{m}$,通过使用放大倍率就得到相应的像平面上的低分辨率强度图像尺寸为 $213.7\mu\text{m} \times 213.7\mu\text{m}$,均为 128×128 像素。

下面进行高分辨率图像重建。使用中间频谱得到的 128×128 像素的低分辨率强度图像,进行 4 倍插值后作为初始振幅图,设置的初始相位图为全零矩阵,作为猜测的初始输入的高分辨率复振幅图像,如图 7(a)(b)。初始输入的复振幅图像进行傅里叶变换后得到物体频谱如图 7(c)。接下来是使用成像系统的相干传递函数进行频谱截取,分别对物方低分辨率图像和像方低分辨率图像处理。这里的物方 CTF 为圆域函数的直径为 $D/(\lambda_0 z_3)$,使用 128×128 矩阵截取频谱图,CTF 占大约 48 个像素。而由像方低分辨率强度图像物理尺寸 $213.7\mu\text{m}$ 决定的频谱面的采样间隔为

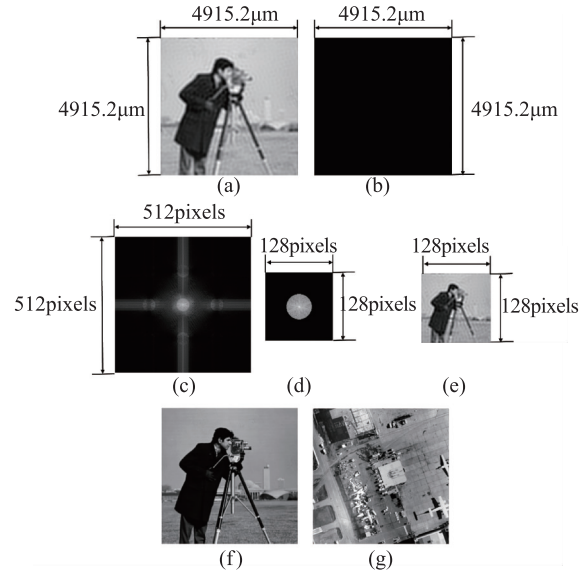


图7 远距离傅里叶叠层重建结果

(a) 插值后初始输入的振幅图；(b) 初始输入的全零相位图；(c) 初始输入复振幅图像频谱的振幅图；(d) 物方和像方 CTF 进行频谱截取图；(e) 图(d)对应的振幅图,重建的高分辨率振幅图(f)和相位图(g)

$$\delta f_x = \frac{1}{L_i} = \frac{1}{213.7\mu\text{m}} \approx 4.7\text{lp/mm} \quad (11)$$

而像方 CTF 为圆域函数的直径为 $D/(\lambda_0 z_4)$,可计算得也占约 48 个像素。因此,分别从物方和像方进行图像重建时,子块频谱的截取比例相同,如图 7(d)和图 7(e)所示。重建的振幅和相位结果分别如图 7(f)和图 7(g),从物方得到的物理尺寸为 $4915.2\mu\text{m}$,而从像方得到的物理尺寸为 $213.7\mu\text{m}$,考虑成像缩小倍数为 23,则得到物体尺寸为 $4915.2\mu\text{m}$ 。

2.2 傅里叶叠层显微成像的光学实验验证

根据 3.1 节中数值仿真结果可知,从像方图像出发和从物方图像出发进行重建,得到的高分辨率图像结果是一样的。在实际的光学实验中,直接采集到的是像方低分辨率强度图像,但光学系统中显微物镜的数值孔径均是针对物方给出的,所以我们这里先把像方图像除以放大倍率变换到物平面,然后按照物方的相干传递函数对频谱进行截取完成迭代重建过程。

傅里叶叠层显微成像系统的实验光路示意图以及实物图见图 8(a),实验参数如下: 9×9 的全彩 P4 型 LED 阵列来提供多角度照明,相邻 LED 间距为 4mm,红光中心波长为 625nm,探测器像元尺寸为 $4.25\mu\text{m} \times 4.25\mu\text{m}$,分辨率为 $5056 \times$

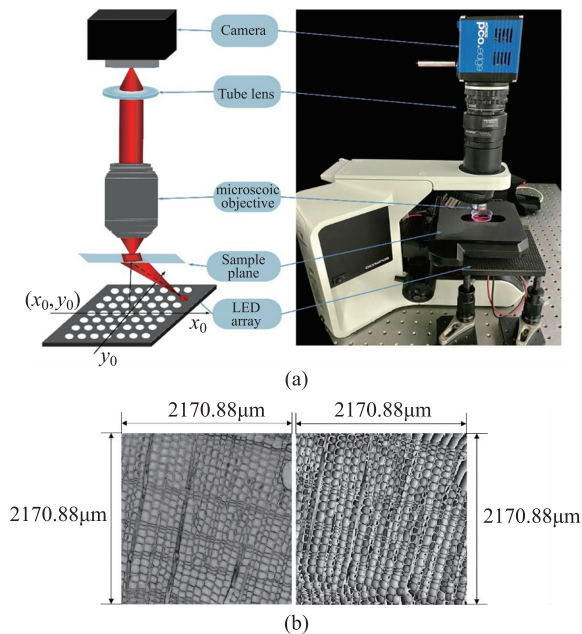


图8 年轮细胞教学样片的傅里叶叠层显微成像实验结果
(a) 实验光路示意图及实物图; (b) 复原的高分辨率振幅图和相位图

2960, 使用显微物镜的放大倍率为4, 数值孔径为0.1。选用年轮组织切片作为实验样品, LED阵列到样品平面的照明高度为80mm, 共采集 9×9 张低分辨率图像, 相邻子块频谱的交叠率为69%, 此时成像系统孔径光阑决定的代表光学传递函数的圆的半径为 $NA/\lambda = 0.1/(625 \times 10^{-9} \text{ m})$, 图像经重建算法迭代25次后再再现的高分辨率振幅和相位结果如图8(b)所示。此时, 相比于采集的低分辨率图像, 成像分辨率有了4倍提升, 且得到了物体的相位分布, 整个的视场大小为 $2.17 \text{ mm} \times 2.17 \text{ mm}$ 。根据本文的分析可知, 若直接使用采集的低分辨率图像进行重建, 则对应像方代表光学传递函数的圆的半径为 $NA/(4\lambda) = 0.1/(4 \times 625 \times 10^{-9} \text{ m})$, 这样重建出来的高分辨率图像也是位于像面上, 尺寸为 $8.68 \text{ mm} \times 8.68 \text{ mm}$, 再考虑成像放大倍数可得物体的尺寸也为 $2.17 \text{ mm} \times 2.17 \text{ mm}$ 。

3 结论

本文针对光学课程中重要的概念孔径光阑及其在傅里叶叠层成像系统的应用展开了研究。这里把傅里叶叠层成像系统中低分辨率图像的记录看作一个衍射受限相干成像过程, 孔径光阑决

定了该系统对物体空间频率的传递能力, 具体的是由孔径光阑构造该系统的光瞳函数, 从而形成相干传递函数的分布, 决定了光学截止频率, 即决定了成像分辨率。首先, 针对单薄透镜成像系统进行建模分析, 分别从物方和像方对成像的过程进行解析, 定义了物方相干传递函数和像方相干传递函数, 揭示了它们之间的比例关系。其次, 讨论了孔径光阑在傅里叶叠层显微及远距离系统中应用时内在机理的一致性。最后, 通过数值仿真和实验都验证了采用物方和像方数据进行数据处理所得到的分辨率重建图像是一致的, 但过程中的物理量是有差异的。这为加深对孔径光阑基本概念的认识, 以及对傅里叶叠层成像方法内在机理的理解提供了重要途径。

参 考 文 献

- [1] 赵凯华, 钟锡华. 光学[M]. 北京: 北京大学出版社, 2008. ZHAO K H, ZHONG X H. Optics[M]. Beijing: Peking University Press, 2008. 12. (in Chinese)
- [2] 李林, 黄一帆. 应用光学[M]. 5版. 北京: 北京理工大学出版社, 2020. LI L, HUANG Y F. Applied optics[M]. 5th ed. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 2020. (in Chinese)
- [3] ZHENG G, HORSTMAYER R, YANG C. Wide-field, high-resolution Fourier ptychographic microscopy[J]. Nature photonics, 2013, 7(9): 739-745.
- [4] OU X, ZHENG G, YANG C, et al. Embedded pupil function recover for Fourier ptychographic microscopy[J]. Optics Express, 2014, 22(5): 4960-4972.
- [5] SONG P, JIANG S, ZHANG H, et al. Full-field Fourier ptychography (FFP): Spatially varying pupil modeling and its application for rapid field-dependent aberration metrology[J]. APL Photonics, 2019, 4: 050802.
- [6] XU F, WU Z, TAN C, et al. Fourier ptychographic microscopy 10 years on: A review[J]. Cell, 2024, 13: 324.
- [7] ZHOU S, LI J, SUN J, et al. Transport-of-intensity Fourier ptychographic diffraction tomography: Defying the matched illumination condition[J]. Optica, 2022, 9: 1362-1373.
- [8] DONG S, HORSTMAYER R, SHIRADKAR R, et al. Aperture-scanning Fourier ptychography for 3D refocusing and super-resolution macroscopic imaging[J]. Optics Express, 2014, 22(11): 13586-13599.
- [9] JOSEPH W. Goodman. Introduction to Fourier Optics [M]. 4th ed. W. H. Freeman & Co. Ltd., 2017. 05.